

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Ермоленко Светлана Игоревна

Выпускная квалификационная работа аспиранта:

Короткопериодные глобальные волны в земной атмосфере

Заведующий кафедрой,  
доктор физ.-мат. наук,  
профессор

Тимофеев Ю. М.

Научный руководитель,  
доктор физ.-мат. наук,  
профессор

Швед Г. М.

Рецензент,  
доктор физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник

Перцев Н. Н.

Санкт-Петербург  
2016

# ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение.....	3
2. Обзор литературы.....	4
3. Исходные данные.....	15
4. Спектральный анализ.....	17
5. Поиск периодичности.....	24
6. Заключение.....	27
7. Список литературы.....	28
8. Публикация по теме ВКР.....	31

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию короткопериодных глобальных волн атмосферы (периоды  $\sim 1 - 5$  часов). К таким волнам относятся солнечные и лунные приливы, а также собственные колебания атмосферы (СКА). Лунные приливы в рассматриваемом диапазоне периодов, как известно, слабы. Поэтому их проявления не учитываем. В атмосферу могут также проникать собственные колебания Земли (СКЗ)  ${}_0S_2$  с периодом около 54 минут. Но основным объектом нашего исследования являются СКА.

Состояние проблемы СКА на сегодняшний день приведено в обзоре литературы. Эти волны весьма неустойчивы и слабы. Вероятно, поэтому в диапазоне периодов  $\sim 1 - 5$  часов их ещё не удавалось обнаружить. Однако, теория предсказывает их существование, причём указывает на группирование СКА по оси частот с расстоянием между соседними группами около 7 мкГц. Именно этот факт был положен в основу поиска СКА в диапазоне периодов  $\sim 1 - 5$  часов. Целью исследования является обнаружение СКА посредством поиска периодичности в появлении пиков в спектрах в диапазоне частот от 50 до 310 мкГц.

Исследование базируется на годовых одновременных барометрических и сейсмометрических измерениях в Кольме (51.3° N, 13.0° E). Спектральный анализ измерений проводится для набора 5-суточных рядов, последовательно смещаемых с временным шагом 1 сутки.

## 2. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Сначала разберемся, что же такое СКА. Под собственными колебаниями механической системы, каковой является вся планетная атмосфера, подразумеваются колебания с частотами внутренне присущими системе. Это означает: если пространственная конфигурация и период колебаний внешнего воздействия на некоторую гидродинамическую величину совпадает с теми же собственными колебаниями атмосферы, то имеет место *резонанс* между внешним воздействием (источником) и атмосферой как механической системой. Основная особенность явления резонанса заключается в эффективной перекачке энергии источника в энергию колебаний механической системы. Источником собственных колебаний атмосферы являются поля давления, скорости движения атмосферы и притока тепла, сформированные мезо- и макромасштабными движениями атмосферы иной природы, чем рассматриваемое собственное колебание, включая возмущения указанных полей при потере устойчивости глобальных колебаний. Когда конфигурация и вариации этих полей становятся неблагоприятными для описанной перекачки энергии, собственные колебания затухают.

Теория СКА достаточно хорошо разработана как с использованием аналитических методов [Longuet-Higgins, 1968; Дикий, 1969; Kasahara, 1980, 1981; Ahlquist, 1982; Swarztrauber and Kasahara, 1985], так и численного моделирования [Salby, 1981, 1982; Pogoreltsev, 1999]. СКА являются захваченными, двумерными по горизонтали волнами, называемыми также волнами Лэмба.

В рамках классической линейной теории планетарных волн, когда СКА представляют собой малые возмущения покоящейся изотермической атмосферы в законном для периодов волн  $\tau \geq 1$  ч приближении гидростатического равновесия и пренебрежении диссипацией волн, исходная система уравнений гидродинамики для волн Лэмба сводится к трем уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{a\rho \cos \varphi} \frac{\partial p'}{\partial \lambda} + 2\Omega \sin \varphi v \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{a\rho} \frac{\partial p'}{\partial \varphi} - 2\Omega \sin \varphi u \\ \frac{\partial p'}{\partial t} &= -\frac{c^2 \rho}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $t$  – время,  $\lambda$  – долгота,  $\varphi$  – широта,  $u$  и  $v$  – горизонтальные компоненты скорости ветра, обусловленного распространением волны, направленные соответственно с запада на восток и с юга на север,  $p'$  – волновое возмущение давления,  $a$  и  $\Omega$  – радиус и угловая скорость вращения Земли вокруг собственной оси соответственно,  $\rho$  – плотность невозмущенной атмосферы на рассматриваемой высоте,  $c$  – скорость звука в невозмущенной атмосфере. Система уравнений (1) даёт приливное уравнение Лапласа для волны Лэмба с зональным числом  $s$  и меридиональным числом  $n$ :

$$F_n^s(\Theta_n^s) + \varepsilon \Theta_n^s = 0 \quad (2)$$

В (2) безразмерная величина

$$\varepsilon = \frac{4\omega_0^2 a^2}{c_a^2} \quad (3)$$

- параметр Лэмба,

$$F_n^s = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{\cos \varphi}{f^2 - \sin^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) - \frac{1}{f^2 - \sin^2 \varphi} \left( \frac{s}{f} \frac{f^2 + \sin^2 \varphi}{f^2 - \sin^2 \varphi} + \frac{s^2}{\cos^2 \varphi} \right) \quad (4)$$

- приливный оператор Лапласа,

$$f = \frac{\sigma_n^s}{2\Omega} \quad (5)$$

- безразмерный параметр частоты волны,

$\sigma_n^s$  - угловая частота волны Лэмба для пары чисел  $(s, n)$ ,

$\Theta_n^s(\varphi)$  - функция Хафа, описывающая широтную структуру волны Лэмба.

Абсолютное значение зонального числа  $|s|$  даёт число длин волн, укладываемых вдоль параллели. Если  $s < 0$ , то волна распространяется на запад, а если  $s > 0$ , то на восток. Число  $n$  определяет горизонтальную структуру вдоль меридиана. С ростом  $n$  растет число узлов – число широт между полюсами, на которых амплитуда колебаний обращается в ноль, а колебание меняет фазу на противоположную. При четном числе узлов фаза колебаний рассматриваемой гидродинамической переменной является симметричной относительно экватора, при нечетном – антисимметричной, т.е. колебания в северном и южном полушариях на заданной широте  $|\varphi|$  соответственно синфазны или противофазны. При этом типы симметрии последовательно чередуются с ростом  $n$  при прочих равных условиях. (Амплитуда колебаний как функция широты относительно экватора симметрична всегда.) При заданном  $n$  типы симметрии колебаний давления и зонального ветра совпадают, но тип симметрии меридионального ветра им противоположен.

В случае волн Лэмба постоянная разделения координат  $\varphi$  и  $z$  (высота) в классической теории глобальных волн, называемая эквивалентной глубиной,

$$h = \gamma H, \quad (6)$$

где  $\gamma$  - отношение теплоёмкости газа при постоянном давлении к тому же при постоянном объёме ( $\gamma = 7/5$  для воздуха), а  $H$  - высота однородной атмосферы, которая принимается постоянной величиной. Волновые возмущения возрастают с высотой в волне Лэмба по закону

$$u \propto v \propto p' / p \propto \exp(\kappa z / H), \quad (7)$$

где  $p$  - давление невозмущённой атмосферы на рассматриваемой  $z$ , а

$$\kappa = (\gamma - 1) / \gamma \quad (8)$$

( $\kappa = 2/7$  для воздуха).

Принято разделять волны Лэмба на волны первого и второго рода. Волны первого рода – это *гравитационные* (или точнее *гравитационно-инерционные*) *волны*. Они распространяются в обоих зональных направлениях – на запад и на восток. Волны второго рода – это *вращательные* или *инерционные волны*. Их

возникновение связано с движением элементов атмосферы по инерции во вращающейся с Землёй атмосфере. В покоящейся атмосфере они распространяются только на запад. Однако западно-восточный перенос воздуха на средних широтах приводит к тому, что существуют волны, распространяющиеся также на восток.

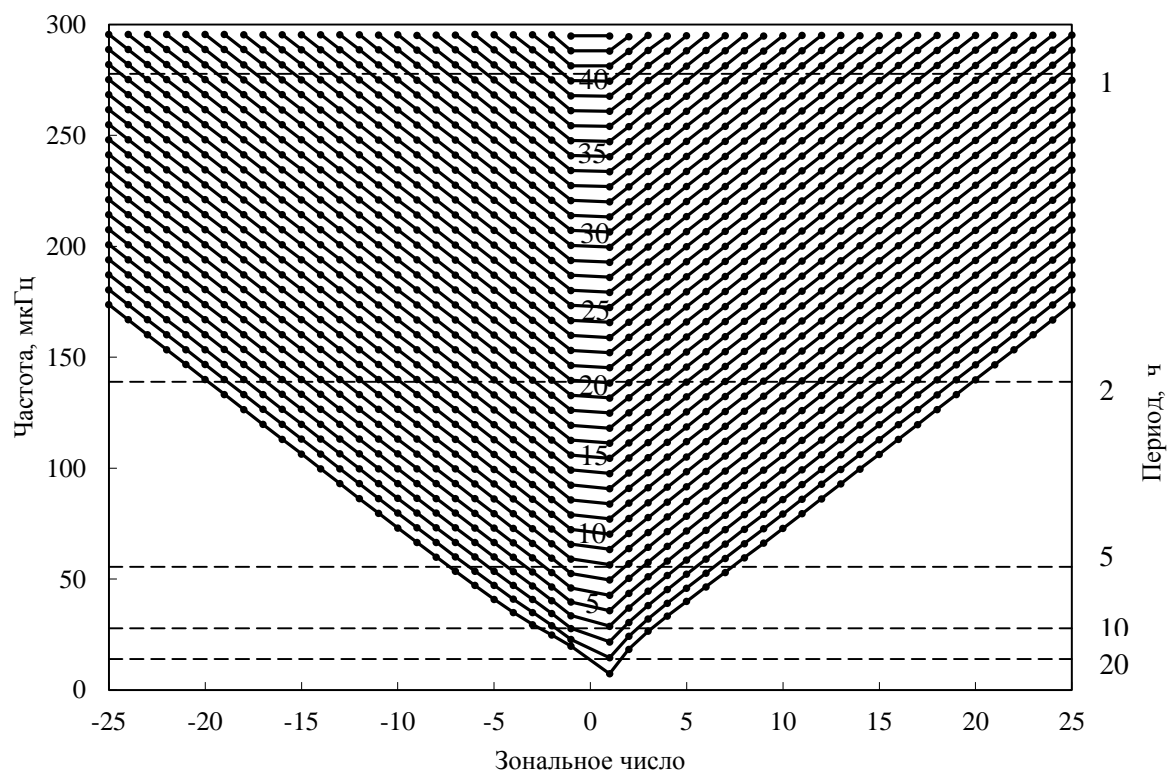
Волны второго рода – волны Россби (диапазон периодов 2-30 сут). В данной работе мы их не рассматриваем. Нас же интересуют волны первого рода – гравитационные волны. К настоящему времени расчёты частот этих волн приближенными аналитическими методами имеются в трёх работах. Только до периодов  $\sim 7$  часов для  $H=7.14$  км (принималась постоянным  $\gamma H=10$  км) представлены частоты гравитационных СКА в статьях [Hamilton and Garcia, 1986] и [Forbes et al., 1999b]. В последней статье частоты рассчитаны только для  $s=1$ . Недавно Беляев и Швед (2014) представили частоты СКА до периодов  $\sim 1$  ч для  $s \neq 0$  и характерного для всей атмосферы  $H=7.5$  км, рекомендуемого в [Forbes, 1995] (рис. 1). В таблице 1 сравниваются частоты представленные во всех трех работах (до значения периодов  $\sim 7$  ч).

Как видно из Таблицы 1, периоды гравитационных СКА могут достигать до таких больших значений как  $\sim 40$  ч. В сторону высоких частот (малых периодов) для существования гравитационных СКА формальных ограничений нет (см. Рис. 1). Формула (2.6) из книги Дикого (1969) в пределе  $f \rightarrow \infty$  дает асимптотическую формулу для частот СКА,  $\nu$ :

$$\nu_l = \frac{c}{2\pi a} \sqrt{l(l+1)}, \quad (9)$$

где  $l$  – целочисленный индекс ( $l = 1, 2, 3, \dots$ ), которому удалось придать определенный смысл только после расчетов [Беляев и Швед, 2014] (см. ниже). При больших  $l$  формула (9) дает расстояние между соседними по  $l$  частотами СКА

$$\nu_{l+1} - \nu_l \approx \frac{c}{2\pi a}. \quad (10)$$



**Рис. 1.** Частоты гравитационных СКА как функция зонального числа  $s$  и меридионального числа  $n$  из работы [Беляев и Швед, 2014]. СКА с одинаковыми значениями  $n$  соединены линиями.



**Таблица 1.** Модельные частоты гравитационных СКА в мкГц. В скобках даны периоды СКА в часах.

n \ s	0	1		2		3		4		Источники
		s>0 З→В	s<0 В→З	s>0 З→В	s<0 В→З	s>0 З→В	s<0 В→З	s>0 З→В	s<0 В→З	
1		7.34 (37.8)	19.76 (14.1)	18.42 (15.1)	24.78 (11.2)	26.52 (10.5)	29.52 (9.41)	33.40 (8.32)	34.97 (7.94)	Беляев и Швед, 2014
		8.6 (32.4)	21.0 (13.2)							Forbes et al., 1999b
	24.6 (11.5)		21.0 (13.2)		25.1 (11.1)		31.1 (8.93)			Hamilton and Garcia, 1986
2		14.58 (19.1)	22.80 (12.2)	24.25 (11.5)	29.08 (9.55)	32.10 (8.65)	34.96 (7.95)	39.17 (7.09)	41.00 (6.78)	Беляев и Швед, 2014
		20.7 (13.4)	26.6 (10.4)							Forbes et al., 1999b
	31.3 (8.87)		26.6 (10.4)		32.2 (8.63)		38.7 (7.17)			Hamilton and Garcia, 1986
3		21.70 (12.8)	27.74 (10.0)	30.50 (9.11)	34.45 (8.06)	38.19 (7.27)	40.80 (6.81)			Беляев и Швед, 2014
		29.6 (9.4)	32.3 (8.6)							Forbes et al., 1999b
		29.7 (9.37)		36.4 (7.64)						Hamilton and Garcia, 1986
4		28.75 (9.66)	33.51 (8.29)	37.04 (7.50)	40.36 (6.88)					Беляев и Швед, 2014
		39.7 (7.0)	38.6 (7.2)							Forbes et al., 1999b
		37.6 (7.39)								Hamilton and Garcia, 1986

Обозначения направления распространения волны: З→В – с запада на восток, В→З – с востока на запад. Колебания давления симметричны относительно экватора для нечетных n и антисимметричны для четных n.

Уже начиная с  $l = 3$ , данное расстояние оказывается равно  $c/2\pi a$  с точностью не хуже 1%.

Метеорные и среднечастотные (СЧ) радарные измерения ветра и измерения оптических эмиссий средней атмосферы (см. [Forbes et al., 1999b] и [Fritts et al., 1998] и обзор более ранних измерений в этих статьях), а также длинные ряды барометрических измерений на тропических станциях [Hamilton and Garcia, 1986], показывают гравитационные СКА с периодами от  $\sim 12$  до  $\sim 7$  ч. Hocking (2001) и Hoffmann et al. (2002) также зарегистрировали СКА с периодом  $\sim 15$  ч, используя соответственно измерения ветра метеорным и СЧ-радаром. Однако целенаправленных измерений гравитационных СКА с периодами  $\tau \leq 5$  ч не проводились.

Несмотря на формальную возможность СКА с  $\tau \leq 5$  ч, что следует из рис. 1 и формулы (9), уверенности в существовании таких волн не было по следующим причинам. СКА представляет собой динамическую систему определенной пространственной конфигурации полей гидродинамических величин (компонент скорости, давления и плотности) в масштабе атмосферы всей планеты. Как видно из рис. 1, рост  $\nu$  гравитационных СКА сопровождается увеличением числа  $s$  при постоянном числе  $n$  или числа  $n$  при постоянном числе  $s$ , т.е. уменьшением пространственного масштаба СКА. Таким образом с ростом  $\nu$  пространственная конфигурация указанных полей в СКА *усложняется*. Как упоминалось выше, накачка энергии в СКА происходит при благоприятной конфигурации полей гидродинамических величин, внешних по отношению к СКА, на площади всей планеты. Но эти поля сильно изменчивы во времени. В то же время скорость динамического взаимодействия между элементами атмосферы конечна: она лимитируется скоростью звука  $c$ . Соответственно, чем сложнее пространственная структура СКА, тем больше должна быть постоянная времени его формирования при прочих равных условиях. Тем самым, с ростом  $\nu$  СКА снижается вероятность обнаружить его в атмосфере. Поэтому обнаружение СКА в диапазоне  $\tau \sim 1 - 5$  ч является главной задачей настоящей работы.

Расчет частот гравитационных СКА [Беляев и Швед, 2014] показал, что СКА сгруппированы на оси частот по числу

$$l = |s| + n. \quad (11)$$

Начиная с  $l = 6$  ( $\tau \sim 6$  ч), между СКА, отличающимися по  $l$  на 1, на оси частот появляются интервалы свободные от СКА. Если такой интервал между группами СКА с  $l = 8$  и 9 ( $\tau \sim 5$  ч) порядка 3 мкГц, то для  $l \sim 40$  ( $\tau \sim 1$  ч) длина интервалов оказывается порядка 6 мкГц. А характерное частотное расстояние между самими группами СКА, отличающимися по  $l$  на 1, получается около 7 мкГц. Именно наличие такого расстояния было положено нами в основу поиска СКА в диапазоне  $\tau \sim 1 - 5$  ч. Из сопоставления формулы (10) с рис. 1 следует, что целочисленный индекс в асимптотической формуле (9) определяется как (11). Поскольку в теоретической оценке частотного расстояния между группами СКА не учтены существующие в земной атмосфере пространственные вариации температуры и ветра (особенно его зональной составляющей), то в реальности указанное расстояние может оказаться отличным от рассчитанного.

Кроме гравитационных СКА в диапазон периодов 1 - 5 часов попадают также солнечные приливы. Но поскольку они не являются предметом нашего исследования мы рассмотрим их здесь очень кратко. По наблюдениям и моделированию атмосферных приливов существует обширная литература (см., например, [Чепмен и Линдзен, 1972; Andrews et al., 1987; Forbes, 1995]). Солнечные или лунные приливы прежде всего отличаются по периодам: существует набор приливных гармоник с периодами  $\tau_m = \tau_0/m$ , где  $\tau_0$  – длительность солнечных или лунных суток (24 ч и 24 ч 50 мин соответственно), а  $m$  – номер приливной гармоники ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ). Солнечные и лунные гармоники обозначаются  $S_m$  и  $L_m$  соответственно.

Начнем с особенностей гравитационных приливов, обусловленных вращением Земли вокруг собственной оси. Поскольку возмущение гравитационного потенциала Земли пропорционально величине  $(a/R)^m$

[Жарков, 1983], где  $R$  – расстояние до притягивающего небесного тела (Луны и Солнца), а  $R \gg a$ , то указанное возмущение быстро убывает с номером  $m$ . Высокоточными гравиметрическими измерениями еще удастся зарегистрировать гармонику  $L_5$  ( $\nu = 55.9$  мкГц,  $\tau = 4.97$  ч) и даже следы гармоники  $L_6$  ( $\nu = 67.1$  мкГц,  $\tau = 4.14$  ч) [Hartmann and Wenzel, 1995]. Поскольку расстояние до Солнца много больше, чем до Луны, последней ощутимой для гравиметров гармоникой  $S_m$  является гармоника  $S_3$  ( $\nu = 34.7$  мкГц,  $\tau = 8$  ч). Возмущение силы тяжести, создаваемое Солнцем для гармоники  $S_2$  ( $\tau = 12$  ч), в 2.75 раза слабее создаваемого Луной для гармоники  $L_2$  ( $\tau = 12$  ч 25 мин) [Hartmann and Wenzel, 1995]. На фоне динамического возмущения, производимого в атмосфере гармоникой  $S_2$  теплового прилива (см. ниже), действие гармоники  $S_2$  гравитационного прилива на атмосферу пренебрежимо мало. Тем более, можно пренебречь воздействием на атмосферу гармоники  $S_3$  гравитационного прилива. Основная гармоника гравитационного лунного прилива  $L_2$  на порядок слабее основных гармоник солнечного теплового прилива  $S_1$  и  $S_2$  (см. ниже): обусловленная ею максимальная амплитуда колебаний приземного давления,  $\delta p_s$ , на экваторе имеет порядок 0.1 гПа. Если учесть, что с увеличением  $m$  на 1 возмущение силы тяжести, создаваемое Луной, уменьшается грубо в 40 раз [Hartmann and Wenzel, 1995], то динамическим возмущением атмосферы за счет действия гармоник  $L_m$  с  $m \geq 4$ , очень вероятно, можно пренебречь. Приливные гармоники, обусловленные вращением Луны вокруг Земли с периодом 27.32 суток, регистрируются, по-видимому, вплоть до 4-й гармоники с периодом 6.83 суток (см., например, [Милуков и др., 2011]).

Как уже упоминалось выше, классическим механизмом солнечных приливов является разогревание атмосферы за счет поглощения солнечного излучения атмосферой и земной поверхностью. Конкретно, это поглощение ультрафиолетового излучения озоном в средней атмосфере и поглощение ближнего инфракрасного излучения в полосах водяного пара и углекислого газа в тропосфере. Поглощение солнечного излучения земной поверхностью

приводит к её нагреванию и соответственно испарению воды. Выделение теплоты парообразования при конденсации водяного пара также нагревает тропосферу. Приток тепла  $J$  как функция местного времени, будучи разложен в ряд Фурье, разбивается на гармоники с амплитудами колебаний притока тепла,  $J_m$ , которые соответственно возбуждают гармоники  $S_m$ . Альтернативным механизмом генерации являются нелинейные процессы: рождение гармоник при разрушении гармоник с меньшими числами  $m$  (в основном при потере устойчивости интенсивных суточного и полусуточного приливов –  $m = 1$  и  $2$ ) и взаимодействие гармоник с разными числами  $m$  (см., например, [Акмаев, 2001]). Указанные нелинейные процессы происходят в средней и верхней атмосфере, где амплитуды колебаний приливных скорости ветра и температуры гармоник  $S_m$  достигают максимальных значений. Изменения динамического и теплового состояния атмосферы приводят к изменениям интенсивности гармоник  $S_m$ , причем с ростом числа  $m$  эта изменчивость усиливается.

Наблюдения солнечных тепловых приливов в земной атмосфере подтверждают ожидаемую тенденцию уменьшения интенсивности приливов с ростом  $m$ . Самыми интенсивными являются суточный и полусуточный солнечные приливы. Например, максимальные  $\delta p_s$ , наблюдаемые у экватора, для  $m = 1$  и  $2$  имеют порядки  $0.5$  и  $1$  гПа соответственно. Но уже у третьесуточного прилива ( $m = 3$ )  $\delta p_s \sim 0.1$  гПа. Спектральный анализ рядов приземного давления  $p_s$  длительностью не менее года выявил гармоники  $S_m$  вплоть до  $m \sim 10$  [Warburton, R. J. and Goodkind, J. M., 1977; Smilie et al., 1993; Crossly et al., 1995; Livneh et al., 2007]. Группы гармоник  $S_m$  вплоть до  $m \sim 30$  обнаруживаются в динамических спектрах  $p_s$  в работе [Shved et al., 2011].

Известно, что волны в литосфере могут проникать в атмосферу за счет поршневого эффекта, создаваемого вертикальными смещениями земной поверхности, и благодаря вариациям силы тяжести, создаваемых как теми же

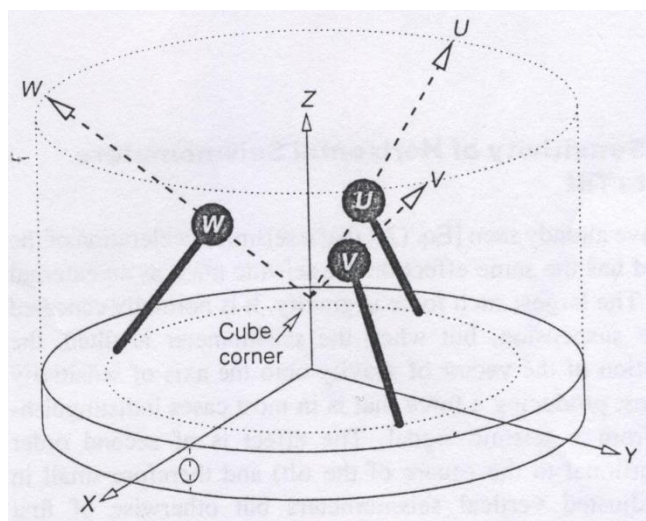
смещениями земной поверхности, так и возмущениями плотности литосферы.

Существует набор сфероидальных и крутильных собственных колебаний Земли (СКЗ) [Жарков, 1983]. Проникновение их в атмосферу может привести к глобальным колебаниям атмосферы на частотах СКЗ. Самым низкочастотным СКЗ является сфероидальное колебание  ${}_0S_2$ , представляющее для нас интерес, т. к. его  $\tau \sim 1$  ч. Индекс “0” означает, что от центра Земли до поверхности колебание не имеет узлов – амплитуда колебания нигде не обращается в ноль. Индекс “2” означает, что вдоль меридиана имеется 2 узла. Т. е. колебание является симметричным относительно экватора, причем в северном и южном полушариях имеется широта  $|\varphi|$ , где амплитуда колебаний поверхности в вертикальном направлении равна нулю. Колебание является мультиплетом – расщепляется на 5 компонент с частотами 300.0, 304.6, 309.2, 313.8 и 318.4 мкГц [Rosat et al., 2005]. Колебание обнаруживается уже при низком уровне сейсмической активности [Линьков и др., 1989] и усиливается с её ростом. Проникновение колебания в атмосферу наблюдалось [Линьков и др., 1989; Бобова и др., 1990; Shved et al., 2000]. Таким образом мы ожидаем появление данного колебание в наших спектрах.

### 3. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Использовались ряды непрерывных измерений трехканального сейсмометра STS-2 (рис. 2) [Wielandt, 2002] в Кольмской обсерватории (Германия;  $51.3^{\circ}$  N,  $13.0^{\circ}$  E) за весь 2002 г. Одновременно здесь же регистрировалось атмосферное давление. Каналы сейсмометра дают сумму проекций движения его трех маятников на горизонтальные направления вдоль меридиана и параллели (соответственно N- и E-компоненты движения) и на вертикальное направление (Z-компонента). Все маятники прибора ориентированы под одним и тем же углом к горизонту, т.е. идентичны. В каждом из каналов движение происходит в направлении ребер куба, поставленного на один из его углов. Каждое из ребер наклонено по отношению к вертикали на  $54.7^{\circ}$ . Смещения U, V, W пересчитываются в компоненты E, N, Z. Поскольку запись производится в цифровом коде, такой пересчет осуществляется непосредственно в самом приборе, и на выходе получаем компоненты E, N, Z. Шаг дискретизации сейсмометрических измерений – 1 с.

Одновременно на той же станции регистрировалось атмосферное давление также весь 2002 г. Чувствительность барометра, измерявшего давление, была не хуже  $\sim 0.1$  гПа. Атмосферные волны воздействуют на показания сейсмометров посредством двух механизмов. Во-первых, в часовом диапазоне периодов показания сейсмометра в вертикальном канале регистрируют вариации силы тяжести, которые в основном обязаны вариациям ньютоновского притяжения маятника сейсмометра атмосферой с изменяющейся плотностью воздуха над сейсмометром. Во-вторых, вариации плотности воздуха могут непосредственно влиять на маятник через изменения действующей на него силы плавучести. Относительный вклад механизмов в выходной сигнал сейсмометра STS-2 в Кольме неизвестен. Однако это обстоятельство не наносит ущерба, поскольку воздействия механизмов на маятник совпадают по фазе [Shved et.al., 2011].



**Рис.2.** Геометрия трехосевого сейсмометра STS-2 [Wielandt, 2002].



## 4. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Перед проведением спектрального анализа исходные ряды измерений были усреднены по 5-минутным интервалам, а затем подвергнуты фильтрации, чтобы исключить влияние интенсивных низкочастотных колебаний на высокочастотную часть регистрируемого спектра колебаний. Фильтрация проводилась по методу Ланцоша [Duchon, 1979] для 5 частот обрезания спектра – 40, 80, 120, 160 и 200 мкГц. Поскольку процедура фильтрации сильно ослабляет амплитуду колебаний на частотах близких к частоте обрезания, во внимание принимались колебания с частотами, превышающими на 10 мкГц частоту обрезания.

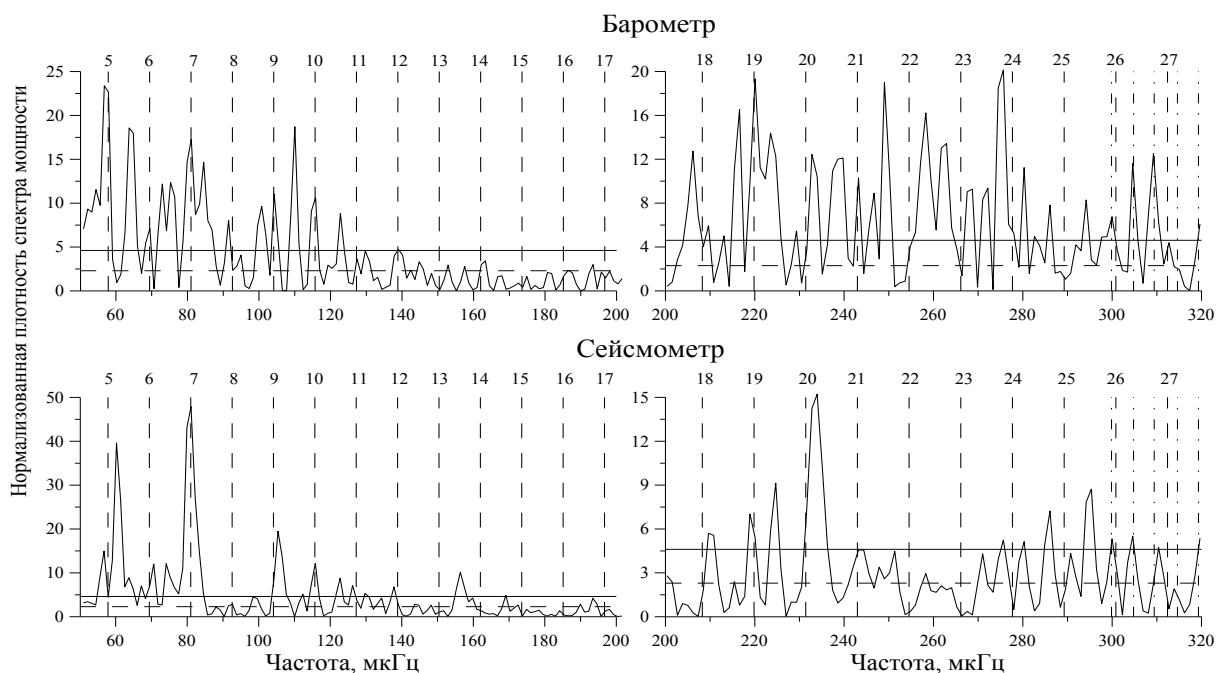
Как указывалось в обзоре литературы, появление и исчезновение СКА сильно зависит от изменений движений атмосферы в масштабе всей планеты. Поэтому СКА представляют собой неустойчивые динамические процессы. Например, время жизни нормальных мод (волн) Россби с периодами  $\sim 4\text{--}20$  суток не превышает три их периода: при появлении моды вновь ее фаза оказывается сбитой [Lindzen et.al., 1984]. Динамические спектры вариаций ветра вблизи мезопаузы (рис. 7 в [Hoffmann et.al., 2002]) и ночных свечений антарктической термосферы (рис. 8 в [Gerrard et.al., 2010]) показывают наличие волн с периодами меньше суток, которые наблюдаются от  $\sim 5$  суток до  $\sim 1$  месяца, но не являются гармониками солнечного прилива. Естественно предположить, что они представляют собой СКА. Неустойчивость СКА, а также возможные вариации их периодов, вызванные глобальными изменениями ветра и температуры атмосферы, указывают на предпочтительность спектрального анализа относительно коротких временных рядов.

С другой стороны, имеются аргументы в пользу предпочтения анализа длинных временных рядов. Во-первых, желательно, чтобы спектральное разрешение позволяло выявлять отдельные СКА. Минимальное требование к спектральному разрешению – возможность уверенно

регистрировать периодичность в частотном группировании СКА, которая по порядку величины близка к теоретической оценке 7 мГц [Беляев и Швед, 2014]. Во-вторых, спектральный анализ должен исключать из рассмотрения внутренние гравитационные волны (ВГВ), распространяющиеся от возмущений давления в ограниченных объемах атмосферы (см., например, [Fritts and Alexander, 2003; Plougonven and Zhang, 2014]). В часовом диапазоне периодов ВГВ много интенсивнее, чем СКА. Однако обычно ВГВ наблюдаются на временных интервалах, не превышающих несколько их периодов. Кроме того, сильная изменчивость параметров источников ВГВ приводит к отсутствию фиксированных частот волн. Чтобы практически исключить регистрацию ВГВ в нашем спектральном анализе, следует обрабатывать временные ряды измерений длительностью не менее нескольких суток.

Мы подвергали спектральному анализу 5-суточные ряды, что является компромиссом при удовлетворении указанным выше противоположным требованиям. Такая длина рядов обеспечивает спектральное разрешение 2.32 мГц, достаточное для выявления периодичностей близких к 7 мГц.

Чтобы полнее использовать имеющиеся барометрические и сейсмометрические годовые измерения, спектральный анализ производился для 5-суточных рядов, последовательно смещаемых во времени с шагом 1 сутки. Спектральный анализ выполнялся по методу Ломба-Скаргла [Press et.al., 1997]. Спектры представлялись с шагом по частоте 1.16 мГц. Статистическая значимость спектральных пиков оценивалась по отношению к спектру белого шума [Scargle, 1982]. Для каждого прибора было получено пять годовых наборов спектров по 5-суточным рядам в соответствии с пятью частотами обрезания спектра при фильтрации. Примеры полученных спектров даны на рис. 3. Дальнейшие операции с полученными наборами спектров проводились в двух следующих направлениях.



**Рис.3.** Спектры мощности вариаций приповерхностного давления (верхние панели) и величины выходного сигнала вертикального канала сейсмометра (нижние панели). На левых (правых) панелях осцилляции с частотами ниже 40 мкГц (200 мкГц) были исключены фильтрацией исходных рядов измерений. Барометрический спектр для частот больше 200 мкГц получен по измерениям 26–30 августа 2002 г. Остальные спектры получены по измерениям 8–12 мая 2002 г. Вертикальные линии соответствуют частотам гармоник солнечного теплового прилива  $S_k$  (штрихи) и 5 компонент собственного колебания Земли  ${}_0S_2$  (штрих-пунктир). Числа при штриховых вертикальных линиях указывают частоту  $k$ -ой гармоники солнечного прилива. Горизонтальные линии соответствуют определенным уровням достоверности – 99% (сплошные линии) и 90% (штриховые линии).

1. Отдельно для каждого прибора и всех пяти случаев фильтрации были построены гистограммы на 100-мкГц частотных интервалах, своих для каждого случая (рис. 4). Каждая гистограмма дает по всем годовым спектрам число спектральных пиков, полученных с достоверностью 90 % и распределенных по 1.16-мкГц подынтервалам.

2. Также отдельно для каждого прибора были получены спектры перемножения спектров,  $P(\nu)$ , (рис. 5):

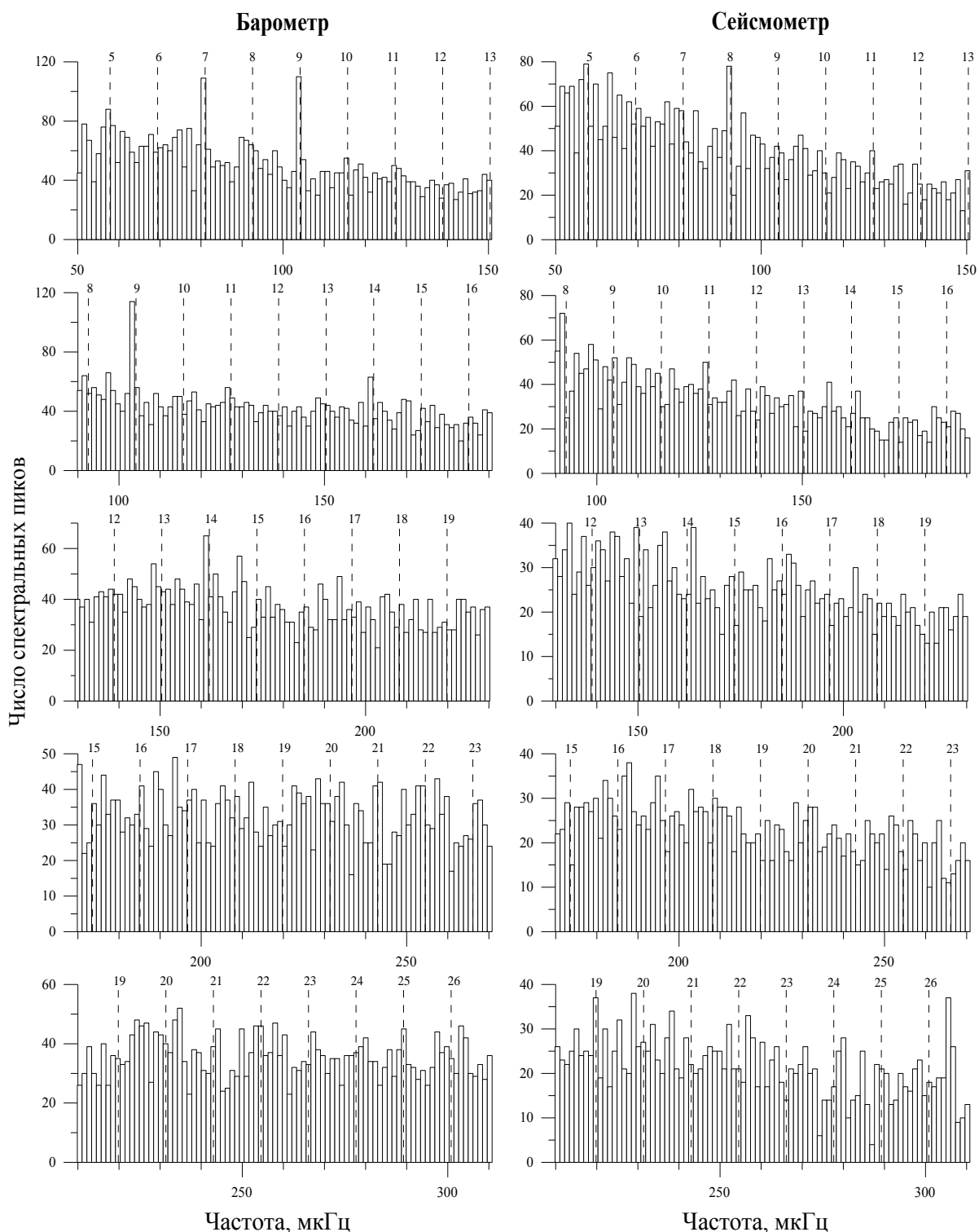
$$P(\nu) = \sqrt[M]{\prod_{m=1}^M p_m(\nu)}, \quad (12)$$

где  $p_m(\nu)$  – плотность мощности спектра на частоте  $\nu$  для  $m$ -го 5-суточного ряда, а  $M$  – количество перемножаемых спектров. Прием перемножения спектров является эффективным способом выявления слабых колебаний с фиксированными частотами. Это, например, подтверждается в [Петрова, 1982] путем численных экспериментов, позволяющих обнаружить колебание с амплитудой ниже среднего уровня шумов.

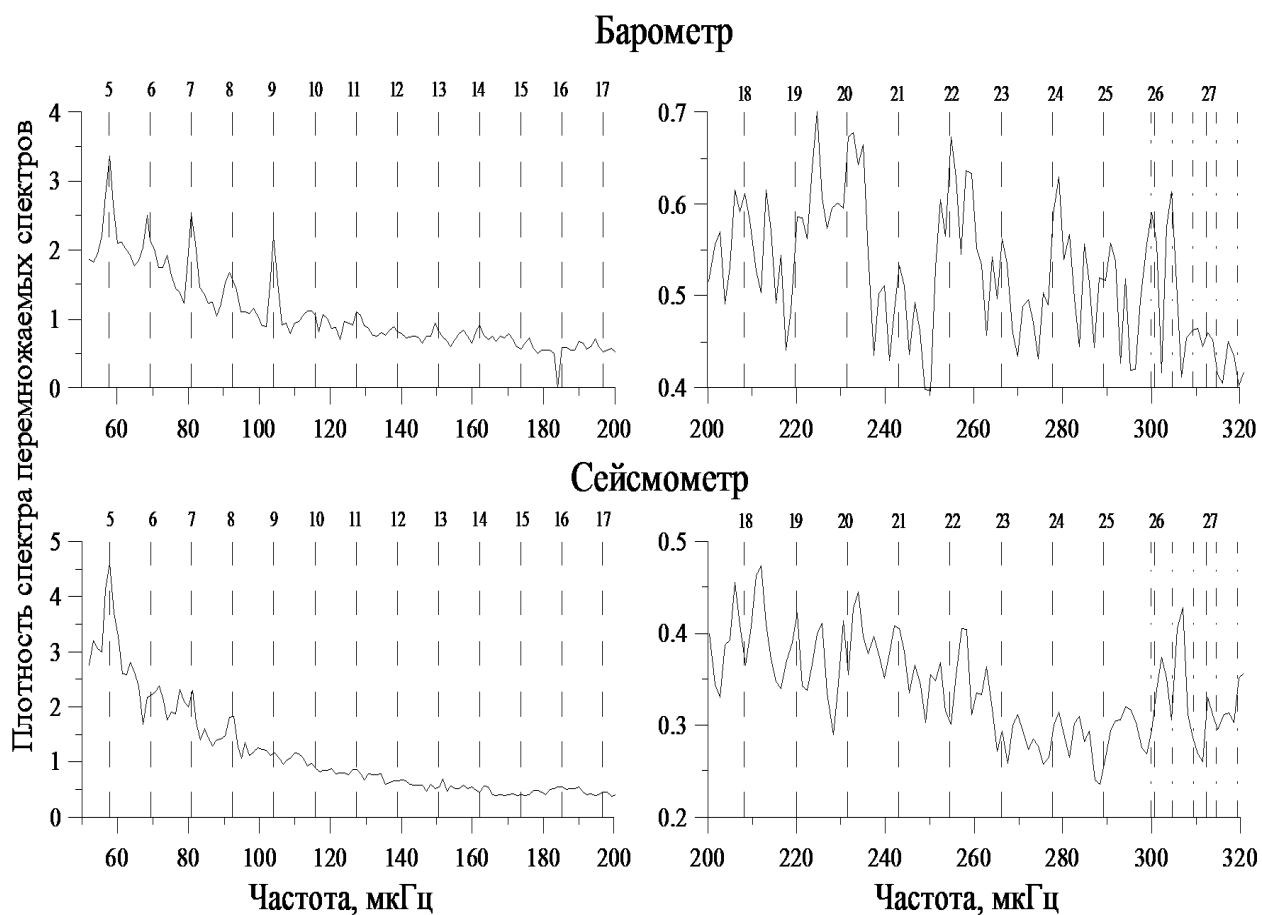
Спектры в диапазоне частот 50–320 мкГц (периоды от  $\sim 5$  ч до  $\sim 1$  ч) демонстрируют пики, соответствующие гармоникам солнечного теплового прилива  $S_k$  с периодами  $\tau_k = 24 \text{ ч} / k$ , где  $k$  – номер гармоники. В наших барометрических спектрах  $P(\nu)$  гармоники  $S_k$  выявляются вплоть до  $k = 25$ , тогда как в сейсмометрических спектрах  $P(\nu)$  – только до  $k = 8$ . Относительно гармоник  $S_k$  гистограммы демонстрируют следующее. Во-первых, гармоники выявляются в среднем тем увереннее, чем их частота ближе к частоте обрезания при фильтрации, т.е. чем частота меньше, что является ожидаемым. Во-вторых, для некоторых значений  $k$  ( $k \leq 14$ ) имеют место сильные «выбросы». В-третьих, если признаки гармоник  $S_k$  в барометрических гистограммах обнаруживаются вплоть до  $k = 25$ , то в сейсмометрических – только до  $k = 14$ . Амплитуда гармоник  $S_k$  в спектрах

$P(\nu)$  (рис. 5) и число зарегистрированных гармоник (рис. 4) являются немонотонными функциями числа  $k$ . Естественно, это может объясняться особенностями состояния атмосферы в 2002 г. Но возможны также другие причины немонотонности. Во-первых, величина амплитуды гармоники зависит от широты станции наблюдения, поскольку каждой приливной моде соответствует своя зависимость амплитуды колебания давления от широты со специфическим набором широт, где амплитуда равна нулю. Во-вторых, заметное по барометрическим спектрам  $P(\nu)$  (рис. 5) чередование относительно сильных и слабых гармоник можно интерпретировать как доминирование приливных мод, колебания давления в которых симметричны или антисимметричны относительно экватора. Также обращают на себя внимание сильные расхождения в частоте обнаружения гармоник между барометрическими и сейсмометрическими измерениями (рис. 4). Например, если барометрическая гистограмма показывает сильные «выбросы» на  $k = 7$  и  $9$ , то сейсмометрическая – на  $k = 8$ . Указанные различия позволяют предположить, что механизмы влияния глобальных атмосферных волн на маятник сейсмометра могут оказаться сложнее, чем описано в выше. Проблема различий в регистрации мод атмосферного прилива барометрами и сейсмометрами требует специального исследования.

Другой особенностью полученных спектров является регистрация всех 5 компонент сфероидального собственного колебания Земли  ${}_0S_2$  около частоты 309 мкГц (частоты всех компонент указаны в обзоре литературы). Кроме возможных слабых гармоник лунного гравитационного прилива  $L_5$  и  $L_6$  на частотах 55.89 и 67.07 мкГц [Hartmann and Wenzel, 1995] остальные спектральные пики диапазона частот 50–320 мкГц или соответствуют СКА, или представляют собой шум.



**Рис. 4.** Гистограммы числа спектральных пиков, полученных с достоверностью 90%, в 1.16-мГц подынтервалах во всех 5-суточных спектрах за 2002 г. для вариаций приповерхностного давления атмосферы (левые панели) и величины выходного сигнала вертикального канала сейсмометра (правые панели). Вертикальные штриховые линии соответствуют частотам гармоник солнечного теплового прилива  $S_k$ , числа при этих линиях указывают номер гармоники  $k$ .



**Рис. 5.** Спектры перемножения всех 5-суточных спектров за 2002 г. для вариаций приповерхностного давления атмосферы (верхние панели) и величины выходного сигнала вертикального канала сейсмометра (нижние панели). Вертикальные линии соответствуют частотам гармоник солнечного теплового прилива  $S_k$  (штрихи) и 5 компонент собственного колебания Земли  ${}_0S_2$  (штрих-пунктир). Числа при штриховых вертикальных линиях указывают частоту  $k$ -ой гармоники солнечного прилива.

## 5. ПОИСК ПЕРИОДИЧНОСТИ

В этом разделе сначала опишем процедуру поиска ожидаемой, обязанной СКА периодичности в частотном распределении регистрируемых колебаний. Поиск осуществлялся в пяти 100-мкГц перекрывающихся частотных интервалах – 50–150, 90–190, 130–230, 170–270 и 210–310 мкГц. Чтобы минимизировать погрешность, вводимую в поиск сильными «выбросами» в гистограммах (рис. 4) на частотах некоторых гармоник  $S_k$ , гистограммы предварительно подвергались скользящему усреднению по трем 1.16-мкГц подынтервалам. Ряды числа спектральных пиков  $N(\nu_i)$ , полученные по усредненным указанным образом гистограммам, и ряды спектральной плотности спектров перемножения  $P(\nu_i)$  были подвергнуты следующим двум операциям. Сначала исключался тренд подгонкой рядов под функцию

$$y_1(\nu) = a(1/\nu)^2 + b(1/\nu) + c, \quad (13)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  – параметры подгонки. Очищенные от тренда ряды  $\delta N(\nu_i) = N(\nu_i) - y_1(\nu_i)$  и  $\delta P(\nu_i) = P(\nu_i) - y_1(\nu_i)$  аппроксимировались суммой двух гармонических функций

$$y_2(\nu) = A_t \cos(2\pi \nu / \delta \nu_t + \varphi_t) + A_f \cos(2\pi \nu / \delta \nu_f + \varphi_f). \quad (14)$$

Первая функция описывает периодичность, связанную с последовательностью гармоник  $S_k$ , частоты которых известны. Расстояние между соседними по числу  $k$  гармониками  $\delta \nu_t$  равно 11.57 мкГц, а  $\varphi_t = 31.4$ , что обеспечивает выполнение равенства  $\cos(2\pi \nu / \delta \nu_t + \varphi_t) = 1$  на частотах гармоник  $S_k$ . Параметром подгонки этой функции является только амплитуда  $A_t$ . Вторая функция с периодом  $\delta \nu_f$  предназначена для поиска периодичности, обусловленной СКА. Все параметры функции –  $A_f$ ,  $\delta \nu_f$  и  $\varphi_f$  – являются параметрами подгонки. Подгонка под обе функции –  $y_1(\nu)$  и  $y_2(\nu)$  – проводилась методом наименьших квадратов [Press et.al., 1997]



(вычислительный код доступен также по интернету <http://curveexpert.software.informer.com/>).

Значения искомого периода  $\delta\nu_f$  для диапазона частот 50–310 мкГц приведены в Таблице 2. Кроме трех случаев, значения  $\delta\nu_f$  попадают в узкий диапазон частот 5.4–6.5 мкГц. Поскольку значения частот в этом диапазоне по порядку величины близки к грубой теоретической оценке  $\sim 7$  мкГц для расстояния между группами СКА на оси частот [Беляев и Швед, 2014], полученный результат можно считать доказательством генерации гравитационно-инерционных СКА в часовом диапазоне периодов. Период 12.6 мкГц, полученный из барометрической гистограммы для интервала 90–190 мкГц, ранее также выявлялся по другим барометрическим и сейсмометрическим измерениям, произведенным в весенние месяцы, [Беляев и Швед, 2014]. Но в [Беляев и Швед, 2014] эта периодичность была неверно интерпретирована. Данный период можно рассматривать как удвоение периода около 6.3 мкГц. Тогда по нижеследующей причине его выявление является дополнительным аргументом в пользу обнаружения нами гравитационно-инерционных СКА. Колебания давления в этих СКА симметричны (антисимметричны) относительно экватора для четных (нечетных) значений индекса  $n$  [Swarztrauber and Kasahara, 1985]. Если преимущественно возбуждаются колебания определенного типа симметрии, то доминирующим периодом в наблюдаемом группировании СКА может оказаться удвоенное расстояние между группами СКА на оси частот.

По данным обоих приборов и обоих способов обработки данных для всего рассматриваемого диапазона частот получается характерное частотное расстояние между соседними группами СКА  $6.1 \pm 0.3$  мкГц.

**Таблица 2.** Значения периода  $\delta\nu_f$  в мкГц, выявленные в пяти частотных интервалах из гистограмм и спектров перемножения, полученных по барометрическим и сейсмометрическим измерениям в 2002 г. в Кольме (51.3° N, 13.0° E)

Частотный интервал, мкГц	Барометр		Сейсмометр	
	Гистограмма	Спектр перемножения	Гистограмма	Спектр перемножения
50-150	5.8	5.8	5.7	6.3
90-190	12.6	6.4	6.1	5.4
130-230	6.2	6.4	6.0	6.1
170-270	—*	6.5	6.3	6.2
210-310	6.1	6.5	8.5	6.4

\* Расчет не выявил какой-либо периодичности.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Двумя методами, примененными к спектрам, полученным по годичным одновременным рядам измерений совмещенными барометром и сейсмометром для пяти частотных перекрывающихся интервалов в области частот 50-310 мкГц (периоды от  $\sim 5$  до  $\sim 1$  ч.), выявлена периодичность в группировании спектральных пиков на оси частот с периодом  $6.1 \pm 0.3$  мкГц. Близость этого периода к теоретически предсказываемому периоду для группирования частот гравитационных СКА позволяет считать, что эти СКА генерируются вплоть до таких малых периодов как  $\sim 1$  ч.

## 7. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы // Л.: Гидрометеиздат, 1969. 195 с.
- Беляев Т.М., Швед Г.М. Короткопериодные собственные колебания атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 6. С. 639–646.
- Бобова В.П., Осипов К.С., Савина Н.Г., Владимирский Б.М., Пудовкин М.И. О возможной сейсмической природе длиннопериодных ( $T = 1 - 4$  ч) вариаций геомагнитной возмущенности // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30. С. 492–494.
- Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет // М.: Наука ГРФМЛ. 1983. 416 с.
- Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Зурошвили Д.Д. Сейсмогравитационные колебания Земли и связанные с ними возмущения атмосферы // Доклады АН СССР. 1989. Т. 306. С. 314–317.
- Милюков В.К., Кравчук В.К., Миронов А.П., Латынина Л.А. Деформационные процессы в литосфере, связанные с неравномерностью вращения Земли // Физика Земли. 2011. № 3. С. 96–109.
- Петрова Л.Н. Статистический спектральный анализ колебательных процессов различной интенсивности // Вопросы геофизики. Вып. 29. 1982. С. 75–82.
- Чепмен С., Линдзен Р. Атмосферные приливы // М.: Мир. 1972. 295 с.
- Ahlquist J.E. Normal-mode global Rossby waves: Theory and observations // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. P. 193–202.
- Akmaev R. A. Seasonal variations of the terdiurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere: a model study // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, P. 3817–3820.
- Andrews D.G., Holton J.R., Leovy C.B. Middle atmosphere dynamics // Orlando (Florida): Academic Press. 1987. 489 p.
- Crossley, D. J., Jensen, O. G., and Hinderer, J. Effective barometric admittance and gravity residuals // Phys. Earth Planet. Inter. 1995. V. 90. P. 221–241.
- Duchon C.E. Lanczos filtering in one and two dimensions // J. Appl. Meteorol. 1979. V. 18. P. 1016–1022.
- Forbes J.M. Tidal and planetary waves // Geophysical monograph / (Eds.) Johnson R.M., Killeen T.L. 1995. V. 87. P. 67–87.
- Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X., Portnyagin Yu. I., Makarov N.A. and Merzlyakov E.G. Lamb waves in the lower thermosphere: observational evidence and global consequences // J. Geophys. Res. 1999b. V. 104. P. 17107–17115.

*Fritts D.C., Riggin D.M., Balsley B.B., Stockwell R.G.* Recent results with an MF radar at McMurdo, Antarctica: Characteristics and variability of motions near 12-hour period in the mesosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 297–300.

*Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. 1003. doi:10.1029/2001RG000106; Correction // *Rev. Geophys.* 2012. V. 50. 3004.

*Gerrard A.J., Detrick D., Mende S.B. et al.* Photometric observations of 630.0-nm OI and 427.8-nm emission from South Pole and McMurdo Stations during winter: Analysis of temporal variations spanning minutes to hourly timescales // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. A08231. doi:10.1029/2009JA014970.

*Hamilton K., Garcia R.R.* Theory and observations of the short-period normal mode oscillations of the atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91(D). P. 11867–11875.

*Hartmann T., Wenzel H.-G.* The HW95 tidal potential catalogue // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 3553–3556.

*Hocking W.K.* Middle atmospheric dynamical studies at Resolute Bay over a full representative year: Mean winds, tides, and special oscillations // *Radio Sci.* 2001. V. 36. P. 1795–1822.

*Hoffmann P., Singer W., Keuer D.* Variability of the mesospheric wind field at middle and Arctic latitudes in winter and its relation to stratospheric circulation disturbances // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2002. V. 64. P. 1229–1240.

*Kasahara A.* Effect of zonal flows on the free oscillations of a barotropic atmosphere // *J. Atmos. Sci.* 1980. V. 37. P. 917–929.

*Kasahara A.* Corrigendum // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 2284–2285.

*Lindzen R.S., Straus D.M., Katz B.* An observational study of large-scale atmospheric Rossby waves during FGGE // *J. Atmos. Sci.* 1984. V. 41. P. 1320–1335.

*Livneh D.J., Seker I., Diuth F.T., Mathews J.D.* Continuous quasiperiodic thermospheric waves over Arecibo // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. A07313. doi:10.1029/2006JA012225.

*Longuet-Higgins M.* The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1968. V. A262. P. 511–607.

*Plougonven R., Zhang F.* Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // *Rev. Geophys.* 2014. V. 52. P. 1–37. doi:10.1029/2012RG000419.

*Pogoreltsev A.* Simulation of planetary waves and their influence on the zonally averaged circulation in the middle atmosphere // *Earth Planets Space* 1999. V. 51. P. 773–784.

*Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.* Numerical recipes in FORTRAN 77: The art of scientific computing // New York: Cambridge Univ. Press, 1997. P. 569–577.

*Rosat S., Sato T., Imanishi Y., Hinderer J., Tamura Y., McQueen H., Ohashi M.* High-resolution analysis of the gravest seismic normal modes after the 2004 Mw = 9 Sumatra earthquake using superconducting gravimeter data // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L13304. doi:10.1029/2005GL023128.

*Salby M.L.* Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part I: Simple fields // *J. Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 1803–1826.

*Salby M.* Sampling theory for asynoptic satellite observations, II, Fast Fourier synoptic mapping // *J. Atmos. Sci.* 1982b. V. 39. P. 2601–2614.

*Scargle J.D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly space data // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 835–853.

*Shved G.M., Petrova L.N., Polyakova O.S.* Penetration of the Earth's free oscillations at 54 minute period into the atmosphere // *Ann. Geophys.* 2000. V. 18. P. 566–572.

*Shved G.M., Karpova N.V., Petrova L.N., Orlov E.G., Ermolenko S.I.* Steady-frequency waves at intradiurnal periods from simultaneous co-located microbarometer and seismometer measurements: a case study // *Ann. Geophys.* 2011. V. 29. P. 1153–1167.

*Smylie, D. E., Hinderer, J., Richter, B., and Ducarme, B.* The product spectra of gravity and barometric pressure in Europe // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1993. V. 80. P. 135–157.

*Swarztrauber P.N., Kasahara A.* The vector harmonic analysis of Laplace's tidal equations // *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 1985. V. 6. P. 464–491.

*Warburton, R. J. and Goodkind, J. M.* The influence of barometric-pressure variations on gravity // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1997. V. 48. P. 281–292.

*Wielandt E.* Seismometry // *International handbook of earthquake and engineering seismology* / (Eds.) Lee W.H.K., Kanamori H., Jennings P.C., Kisslinger C. Academic Press. London and San Diego, 2002. P. 283–304.

## 8. ПУБЛИКАЦИЯ ПО ТЕМЕ ВКР

- 1) *Швед Г.М., Ермоленко С.И., Хофманн П.* Регистрация собственных колебаний атмосферы в диапазоне периодов 1-5 часов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 5. С. 562-569.